

IDENTIFIKATION VON KOSMISCHEM STAUB IN
TIEFSEESSEDIMENTEN DURCH DEN NACHWEIS
VON 26-AL IN DER SCHWERMINERALFRAKTION

INAUGURALDISSERTATION

der

philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Universität Bern

zur Erlangung der Doktorwürde

vorgelegt von

BERNHARD ALDER

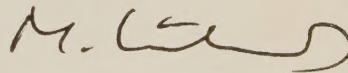
von Herisau (AR)

Von der philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
auf Antrag von Herrn Prof. Dr. J. Geiss angenommen.

Bern, den

25.5.1967

Der Dekan:

M. 

IDENTIFIKATION VON KOSMISCHEM STAUB IN
TIEFSEESSEDIMENTEN DURCH DEN NACHWEIS
VON 26-AL IN DER SCHWERMINERALFRAKTION

INAUGURALDISSERTATION

der

philosophisch-naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Universität Bern

zur Erlangung der Doktorwürde

vorgelegt von

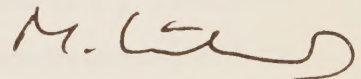
BERNHARD ALDER

von Herisau (AR)

Von der philosophisch - naturwissenschaftlichen Fakultät
auf Antrag von Herrn Professor Dr. J. Geiss angenommen.

Bern, den 25.5.1967

Der Dekan:



Prof. Dr. M. Lüscher

1. Einleitung

1966 gelang es Amin et al (1) und Wasson et al.(2), in Tiefseesedimenten $^{26}\text{-Al}$ nachzuweisen. Amin et al haben 0.46, Wasson et al. 0.8 dpm/kg Trockensediment gemessen. Bisher sind hauptsächlich 2 Produktionsmöglichkeiten für das in Tiefseesedimenten eingelagerte $^{26}\text{-Al}$ bekannt: Einerseits durch Spallation in der oberen Atmosphäre und in kosmischen Körpern, andererseits durch Kernreaktionen mit niederenergetischen, solaren Protonen in kosmischem Staub und in einer dünnen Oberflächenschicht grösserer Körper.

Fireman und Langway (3) haben versucht, die $^{26}\text{-Al}$ -Aktivität von kosmischem Staub in Filterrückständen von ca. 2×10^5 Liter Schmelzwasser von 300-jährigem Eis in Camp-Century, Grönland, zu messen. Ihre Resultate erlauben die Angabe einer oberen Grenze von 4×10^{-7} dpm/l für Teilchen $\leq 3\mu$ und 3×10^{-6} dpm/l für Teilchen $\leq 0.45 \mu$. Mit einer heute allgemein angenommenen Akkumulationsrate extraterrestrischen Staubes von 10^6 t/y und Erde würde dies einer spezifischen Aktivität von 0.04, resp. 0.3 dpm/g Staub entsprechen. Wenn wir diese obere Grenze mit den Messungen in Tiefseesedimenten vergleichen wollen, müssen wir die atmosphärische $^{26}\text{-Al}$ -Produktion und den Anteil an kosmischem Staub in Sedimenten abschätzen: Goldberg und Koide (4) messen mit Hilfe von Ionium-Thorium-Datierungen in pazifischen Sedimenten eine Sedimentationsrate von einigen Millimetern in 1000 Jahren. Die Dichte von Sedimenten beträgt rund 0.5 g Trockensediment pro cm^3 "in situ". Also sind in einem kg Trockensediment ca. 3 bis 4 g kosmischen Staubes zu erwarten, wenn dessen Akkumulationsrate 10^4 t/d Erde beträgt. Die Produktionsrate von $^{26}\text{-Al}$ durch Spallation auf Ar in der Atmosphäre wurde von Lal et al (5) zu 1.4×10^{-4} Atome/ cm^2 sec berechnet, was einer spezifischen Aktivität von 0.04 dpm/kg Trockensediment entspricht. (Siehe Tab.1). Dieser Wert ist

Digitized by the Internet Archive
in 2026

bis auf einen Faktor 2 gesichert. Demgegenüber stehen die gemessenen ^{26}Al -Aktivitäten von 0.46 (1), resp. 0.8 (2) dpm/kg. Dieser Unterschied kann am wahrscheinlichsten mit der Akkumulation von ^{26}Al in kosmischem Staub erklärt werden. Der Beitrag von kosmischem ^{26}Al an die spezifische Aktivität von Tiefseesedimenten ist ebenfalls in Tab. 1 aufgeführt. Der Unterschied zwischen den Abschätzungen von Lal und Wasson erklärt sich durch die sehr verschiedenen Annahmen über den Protonenfluss sowie kleine Unterschiede in der Berücksichtigung von Akkumulations- und Sedimentationsrate. Gemäss diesen Abschätzungen und den gemessenen Aktivitäten müssen also mindestens 80 bis 90 % dieses Radioisotops in Tiefseesedimenten kosmischen Ursprungs sein. Somit kann die obere Grenze für die spezifische Aktivität des kosmischen Staubs von Fireman et al mit den gemessenen Aktivitäten in Tiefseesedimenten in Uebereinstimmung gebracht werden.

Da nun einerseits die von Lal (6) vorgeschlagene Datierung mit Hilfe des $^{26}\text{Al}/^{10}\text{Be}$ -Verhältnisses durch eine Trennung von kosmischem und atmosphärischem ^{26}Al wieder in den Bereich des Möglichen gerückt wird und da eine solche Trennung andererseits Rückschlüsse auf den solaren Protonenfluss oder auf die Lebensdauer der Bahnen kosmischer Teilchen zulassen würde, schien es uns lohnend, die Trennung auf folgende Weise zu versuchen:

1. Kosmische Staubpartikeln sollen in den Schwermineralfraktionen verschiedener Korngrössenklassen einer Sedimentprobe angereichert werden.

2. Das atmosphärisch produzierte ^{26}Al soll durch chemische Aufarbeitung der Tonmineralien angereichert werden, in welchen es angelagert oder nach Austauschreaktionen eingebaut erwartet wird.

Es ist wahrscheinlich, dass in der mengenmässig bei Weitem überwiegenden Leichtmineralfraktion auch der Abbrand von kosmischen

Teilchen zu finden sein wird, doch sollte sein Anteil aus der Aktivität der Schwermineralien abgeschätzt werden können.

Tabelle 1: Abschätzung der Beiträge verschiedener Quellen
zur ^{26}Al -Aktivität von Tiefseesedimenten

In situ Dichte von Tiefseesediment : $0,5 \text{ g/cm}^3$

Sedimentationsrate : 4 mm/1000 y

Akkumulation "Cosmic dust" : 10^4 t/d Erde

<u>Quelle</u>	<u>Spezifische Aktivität</u>	
	dpm/kg Sediment	
Spallation auf Ar in Atmosphäre	0.04	1)
Abbrand von Chondriten (50 t/d Erde)	0.001	1)
Akkumulation von kosmischem Staub		
galaktische Protonen	0.02	1)
solare Protonen	0.33	1)
	42.0	2)

1) Lal et al., Science, 151 (1966) $20 \text{ p} > 10 \text{ MeV} / \text{cm}^2 \text{ sec}$

2) Wasson, Icarus, 2 (1963) $1000 \text{ p} > 13 \text{ MeV} / \text{cm}^2 \text{ sec}$

Da eine Korngrößen- und Dichteseparation grösserer Sedimentmengen einen riesigen Zeitaufwand erfordern würde und da uns nur beschränkte Mengen Tiefseesediment zur Verfügung standen, mussten wir uns auf ca. 500 g Trockensediment beschränken. Deshalb sind in den einzelnen Fraktionen nur sehr kleine Aktivitäten zu erwarten. Im Hinblick darauf haben wir die herkömmliche Methode der γ - γ -koinzidenzmessung zum Nachweis von Positronenstrahlern verbessert. (Siehe Kapitel "Messtechnik")

Zur Untersuchung gelangte roter Ton, der uns in zuvorkommender Weise von den Herren Prof. Dr. G. Arrhenius, Prof. Dr. D. Goldberg und Dr. R. Bieri von der Scripps Institution of Oceanography, La Jolla, zur Verfügung gestellt wurde. Die Probe stammt aus dem nördlichen Zentralpazifik ($8^{\circ} 20' N$, $145^{\circ} 24' W$), aus einer Tiefe von 5110m. Das untersuchte Tonmaterial ist einem Bohrkern Monsoon 147 G aus einer Tiefe von 20-35 cm unter der Oberfläche entnommen. Amin et al. (1) haben mit Hilfe von ^{10}Be -messungen in diesem Bohrkern eine ungestörte Sedimentationsrate von 4 mm/1000a von der Oberfläche bis in 20 cm Tiefe festgestellt.

2. Trennmethoden

2.1. Trennung nach Korngrößen

Die Trennung nach Korngrösse haben wir nach der Methode von Atterberg (7) ausgeführt. Diese basiert auf der Verschiedenheit der Fallzeiten von Körnern verschiedener Grösse. Die Fallzeiten in Wasser wurden für eine mittlere Dichte der Olivin-mischkristallreihe von 3.78 g/cm^3 nach der Formel von Stokes berechnet. Die Grenzen der Grössenklassen haben wir willkürlich bei 2, 10, 20, 30 und 45 μ festgelegt. Es ist klar, dass die so erhaltene Verteilung auf die Grössen-

klassen für den Hauptanteil der Probe, die Tonmineralien, nicht mehr repräsentativ ist, da ihre kleinere Dichte eine Verschiebung nach grösseren Korngrössen mit sich bringt. Die mittlere Verschiebung wurde durch mikroskopische Auszählung einer Versuchsprobe ermittelt und beträgt ca. 25-30 %, woraus auf eine mittlere Dichte der Sedimentprobe von etwa 2.6 g/cm^3 geschlossen werden kann. Die integrale Verteilung auf die Grössenklassen wird in Fig. 1 dargestellt, die Zahlenwerte sind in Tab. 2 enthalten.

Es hat sich als notwendig erwiesen, die Sedimentprobe vor der Trennung zu waschen und in Wasser zu zentrifugieren, um eine zufriedenstellende Desaggregation in Wasser zu erreichen. Das zum Waschen und zur Korngrössentrennung verwendete Wasser wurde eingedampft und zusammen mit der Leichtmineralfraktion chemisch aufgearbeitet, um den Verlust von angelagerten Al-oxyden und löslicher Aluminate zu vermeiden.

Für die Korngrössentrennung wurde die Probe in zwei Teile geteilt, die wir unabhängig voneinander aufgearbeitet haben. Die Abschlämmungen der einzelnen Fraktionen wurden wiederholt, bis nach Ablauf der Fallzeit keine Trübung des Wassers mehr festzustellen war. Dazu waren je nach Fraktion 20 bis 40 Wiederholungen notwendig. Das Wasser wurde filtriert und wiederverwendet, um nicht allzugrosse Mengen eindampfen zu müssen.

Die Zuverlässigkeit des Trennverfahrens wurde durch mikroskopische Auszählung von Stichproben aus den einzelnen Grössenklassen geprüft.

Tabelle 2 : Korngrößen- und Dichteseparation der Sedimentprobe Monsoon 147 G

Totales Trockengewicht : 515.2 g

Korngröße (μ)	Dichte < 2.9 g/cm ³		Dichte > 2.9 g/cm ³	
	Menge (g)	%	Menge (g)	
			ohne 1 n HCl leach	mit 1 n HCl leach
2	338.7 *)	65.7	---	---
2 -10	131.6	25.6	0.140	0.120
10 -20	21.4	4.2	0.120	0.100
20 -30	8.6	1.7	0.110	0.050
30 -45	4.5	0.9	0.120	0.025
45	10.1	1.9	0.100	0.030

*) Unglücklicherweise gingen bei der Aufbereitung von dieser Fraktion 129 g oder 38% verloren.

2.2. Trennung nach Dichte

Die einzelnen Grössenklassen wurden mit Ausnahme jener $< 2\mu$ zur erwähnten Anreicherung von kosmischem Material einer Dichtentrennung unterworfen.

Die Dichte von kosmischem Staubmaterial wurde bisher hauptsächlich an metallischen Teilchen bestimmt (8), da bei nichtmetallischen die kosmische Herkunft nicht eindeutig identifiziert werden kann. Die so gefundenen Werte liegen zwischen 4 und 6 g/cm³. Auf Grund des Verhältnisses von gefallenem Stein- zu Eisenmeteoriten von 9:1 liegt die Annahme nahe, dass auch der überwiegende Anteil des kosmischen Staubes, der auf der Erde anfällt, nichtmetallische Teilchen sind. Der Festlegung einer Grenze für die Dichtentrennung haben wir daher die Dichten der von Mason (9) aufgeführten, hauptsächlich Mineralien in Steinmeteoriten zu Grunde gelegt, welche ausnahmslos oberhalb 2.9 g/cm³ liegen. Demzufolge haben wir für die Trennung Bromoform verwendet, dessen Dichte 2.89 g/cm³ beträgt. Die Dichten von Tonmineralien, Carbonaten, Quarz und vulkanischem Staub, den Hauptbestandteilen von Tiefseesedimenten, liegen unter 2.9, weshalb durch diese Trennung eine ca. 500 - 1000-fache Anreicherung von extraterrestrischem Material aus dem ursprünglichen Sediment erzielt wurde.

Zur Verkürzung der Absinkzeiten von Teilchen mit Dichten nahe 2.9 wurde eine Zentrifuge verwendet. Somit konnten pro Arbeitsgang nur einige Gramm getrennt werden. Um die Verluste an Schwermineralien zu verkleinern, haben wir zuerst bei Dichte 2.6 getrennt. Zur Verdünnung des Bromoforms haben wir Dimethylsulfoxyd verwendet, dessen Dampfdruck mit dem des Bromoforms übereinstimmt. Die Dichte der Trennflüssigkeit wurde in regelmässigen Zeitabständen kontrolliert.

Wegen der schlechten Benetzung im Bromoform musste das Sedimentmaterial mit Hilfe eines Ultraschallgenerators desaggregiert werden. Um die beiden Fraktionen zu trennen, haben wir die abgesunkenen Schwerminerale mit flüssiger Luft eingefroren und die darüberliegende Flüssigkeit mit den Leichtmineralien abgegossen und ein zweites Mal zentrifugiert. Da der Anfall von Schwermineralien bei den einzelnen Trennungen sehr stark variierte, haben wir einzelne Stichproben vier- oder fünfmal zentrifugiert. In keinem Fall wurden nach der zweiten Trennung noch Schwerminerale beobachtet. Das gesamte Material mit höherer Dichte als 2.6 der einzelnen Grössenklassen wurde schliesslich in reinem Bromoform zweimal zentrifugiert. Dadurch wurde die ursprüngliche Schwermineralfraktion noch auf ca. 60 % reduziert.

3. Chemische Behandlung der Proben

3.1. Leichtminerale

In der Leichtmineralfraktion ist eine messbare spezifische ^{26}Al -aktivität nur durch chemische Anreicherung zu erzielen. Das von uns angewandte Verfahren wurde uns von J. T. Wasson vorgeschlagen und soll in der Folge kurz skizziert werden:

Das Sedimentmaterial wird zweimal mit 6n und einmal mit 4n HCl geleached und filtriert. Aus dem Filtrat fällt man Al- und andere Metalloxyde mit NH_4OH . Der Niederschlag wird in konz. HCl gelöst und daraus das $\text{Fe}(\text{OH})_3$ mit NaOH ausgefällt. Um Al-verluste bei dieser Fällung zu vermeiden, wird der Niederschlag mehrmals gelöst und wieder gefällt. Aus diesem Filtrat wird das Aluminium als $\text{Al}(\text{OH})_3$ mit NH_4OH bei p_H 6.8 gefällt, nachdem die Lösung mit NH_4Cl gepuffert worden ist. Dieser Niederschlag wird wiederum in konz. HCl gelöst und die Fällung wiederholt, um Na-salze von der NaOH-fällung zu

beseitigen. Schliesslich wird der Niederschlag geglüht und bei 800 bis 1100°C entzündet. Die Leichtmineralien der Grössenklasse $< 2\mu$, zusammen mit den Wasserrückständen von der Grössentrennung und vom Waschen wurden getrennt von den Leichtmineralien aller übrigen Grössenklassen aufgearbeitet. Wir haben folgende Mengen Al_2O_3 extrahiert:

$< 2\mu$:	aus 209.7g Sediment	8.5g Al_2O_3
$> 2\mu$:	aus 176.3g Sediment	10.6g Al_2O_3
Total :	aus 386 g Sediment	19.1g Al_2O_3

Die Ausbeute des chemischen Verfahrens wurde an einer Versuchsprobe von rotem Ton mit Hilfe einer Röntgenfluoreszenzanalyse bestimmt. Diese ergab einen Al_2O_3 -gehalt des Sedimentes von 16 Gewichtsprozent. Durch chemische Extraktion konnten 5 Gewichtsprozent gewonnen werden, was einer Ausbeute von 30 % entspricht. Hiezu ist zu bemerken, dass der Einbau von ^{26}Al in chemisch stabile Mineralien wenig wahrscheinlich ist und, dass somit trotz der relativ geringen Ausbeute der Hauptanteil des ^{26}Al erfasst werden sollte. Eine quantitative Abklärung dieser Frage durch Aufschluss des restlichen Aluminiums mit HF und Vergleich der Aktivitäten ist wegen der kleinen Genauigkeit der Messung solch kleinerspezifischer Aktivitäten nicht möglich.

3.2. Schwermineralien

Eine erste Messung der Schwermineralfraktionen zeigte eine ziemlich starke Ueberlagerung der gesuchten Positronenaktivität durch Fremdaktivitäten verschiedener Energie. (Fig. 4). Insbesondere störte eine ausgeprägte Spitze bei 0.58 bis 0.60 MeV. Es lag nahe, diesen peak dem ^{208}Tl , einem Tochterprodukt von ^{232}Th , zuzuordnen. ^{208}Tl zerfällt durch β -emission, mit einer Maximalenergie von 1.8 MeV, gefolgt von 3γ , nämlich von 2.6 MeV (100%), 0.58 MeV (80%) und 0.51 MeV

(25%). Da eine saubere Trennung der Spitzen bei 0.51 und 0.58 MeV mit dem Auflösungsvermögen der verwendeten Apparatur nicht möglich war, musste versucht werden, das störende 208-Tl, resp. seine Mutterkerne auf chemischem Wege zu eliminieren.

In der Zerfallsreihe des ^{232}Th kommen zwei relativ langlebige Isotope vor, nämlich 228-Ra (Mesothorium I) mit 6.7 a und 228-Th (Radiothorium) mit 1.9 a Halbwertszeit. Goldberg und Arrhenius (10) haben das chemische Verhalten von Th in Tiefseesedimenten untersucht und gefunden, dass es zusammen mit Y, Sc und den seltenen Erden vor allem in Eisen-Magnesiumoxyden und im biogenen Apatit angereichert ist. Nach Arrhenius (11) kann ferner der Hauptanteil des Thoriums mit 1n HCl aus Tiefseesedimenten herausgelöst werden. Es genügt für unsere Messung, die Zerfallsreihe beim 228-Th zu unterbrechen. Wir haben daher unsere Schwermineralproben während ca. 12 h in 1 n HCl gewaschen und mit destilliertem Wasser nachgespült. Durch diese Behandlung sollten die stabileren Mineralien des kosmischen Staubes nicht aufgeschlossen worden sein. Sie reduzierte, wie aus der Ueberlagerung der Einzelspektren in Fig. 4 ersichtlich ist, den 0.58-MeV-peak auf weniger als die Hälfte. Die nach dem Waschen noch vorhandenen Mengen von Schwermineralien sind ebenfalls in Tab. 2 enthalten.

4. Messtechnik

Nulleffekt und Ausbeute einer Apparatur bestimmen ihre Nachweisgrenze. Die Ausbeute einer γ - γ -Koinzidenzanlage hängt hauptsächlich von Grösse und Form der zu messenden Probe ab. Sie beträgt aber für $2 \times 4 \times 4$ "-Kristalle, auch bei kleinem Kristallabstand im günstigsten Fall ca. 8%. Jede weitere Steigerung, z. B. durch Verwendung mehrerer Kristallpaare oder grösserer Einzelkristalle bringt auch

eine nahezu entsprechende Erhöhung des Nulleffekts mit sich. Wir haben daher für die Messung von kleinen Proben (max. 3g) versucht, den Nulleffekt durch Verwendung zusätzlicher Zähler wesentlich herabzusetzen, ohne die Ausbeute der Apparatur entsprechend zu beeinträchtigen.

Zwei Hauptkomponenten setzen sich zum Nulleffekt einer γ - γ -Koinzidenzapparatur zusammen:

- Comptongestreute γ -Quanten
- Vernichtungsquanten von Positronen welche von μ -Mesonen und ihren Sekundären erzeugt werden.

Diese zwei Komponenten haben wir einzeln gemessen, wenn auch nicht mit grosser Genauigkeit, da unser Interesse in erster Linie auf eine erfolgreiche Unterdrückung beider ausgerichtet war. Zu diesem Zweck haben wir die normale γ - γ -Koinzidenzanlage folgendermassen erweitert:

1. wurde zwischen den beiden Kristallen ein flaches Geiger-Müller-Gasflusszählröhrchen mit 2 Fenstern von je 10 cm^2 angebracht, um die Positronen selbst und nicht nur ihre Vernichtungsquanten nachzuweisen. Die Schaltung des kleinen Zählröhrchens in Koinzidenz mit den ausgesuchten Impulsen von 0.51 MeV des einen Kristalls gestattet, die γ -Komponente des Nulleffekts zu unterdrücken. Registriert werden nur noch γ -Paare, die mit einem geladenen Teilchen koinzidieren, also hauptsächlich Vernichtungsquanten von Positronen. Die in dieser Anordnung unter 40 cm Cu und 2 cm Pb gemessene Zählrate betrug noch 0.015 ± 0.002 cpm, was einer Reduktion um 0.06 ± 0.006 cpm oder um 80% entspricht. Nun dürfen nicht die gesamten 0.06 cpm der γ -Komponente zugeordnet werden, da das Zählröhrchen natürlich nicht alle Positronen erfasst, deren Vernichtungsquanten zum Nulleffekt des Kristallpaares beitragen.

2. Für den Nachweis von Ereignissen, die mit μ -Mesonen koinzidieren, haben wir einen flachen Gasflusszähler von 60 x 80 cm oben auf die Abschirmung gelegt. Die Schaltung dieses Zählers in Antikoinzidenz zu den 0.51 MeV-quanten im einen Kristall reduziert den Anteil der μ -induzierten Vernichtungquanten am Nulleffekt. Die so erreichte Reduktion betrug in oben erwähnter Abschirmung 0.012 ± 0.004 cpm oder rund 16 %. Der durch den flachen Gaszähler abgeschirmte Raumwinkel beträgt rund 15 % von 4π . Bei einer $\cos^2$ -Verteilung der einfallenden μ -Mesonen könnte durch den Antikoinzidenzzähler etwa die Hälfte des totalen Flusses unterdrückt werden, bei isotroperem Fluss entsprechend weniger. Die Verwendung eines zylindrischen Gaszählers, der die beiden Kristalle umgibt, brachte eine Verdoppelung der Reduktion. Zwar ist eine solche Anordnung wirkungsvoller für μ -Mesonen, doch können, wegen der kleinen Ansprechwahrscheinlichkeit des Rohres für hochenergetische γ -Quanten, Müonensekundäre nicht eliminiert werden. Während diese in der Anordnung mit dem flachen Gaszähler durch die zwischen ihm und den Kristallen liegende 40 cm - Cu - Abschirmung absorbiert wurden, können sie die 2 cm Pb zwischen Gaszähler und Kristall in der zweiten Anordnung leicht durchsetzen. Auch mit dem zylindrischen Antikoinzidenzzähler kann daher der Beitrag der Müonen zum Nulleffekt nicht quantitativ erfasst werden. Die untere Grenze liegt in unserer Abschirmung bei 0.023 cpm oder rund 30 %.

Die Nulleffekt-zählraten der verschiedenen Versuchs- und Mess-Anordnungen sind in Tab. 3 zusammengestellt.

Für die Messung unserer Schwermineralfraktionen haben wir auf Grund obiger Versuchsergebnisse den Positronenzähler und eine Antikoinzidenz-Abschirmung mit der normalen γ - γ -Koinzidenz-Anlage kombiniert. Der Aufbau dieser Anlage ist in Fig. 2, die dazu

Tabelle 3: Nulleffekt - Zählraten in verschiedenen Zählranordnungen in Abschirmung
40 cm Cu und 2 cm Pb.

Anordnung	Zählraten in cpm				
	I	II	III	IV	V
0.51 MeV-Peak	0.076 ± 0.006	0.053 ± 0.006	0.018 ± 0.002	0.015 ± 0.002	0.0004 ± 0.00016
0 bis 3 MeV	0.880 ± 0.02	0.78 ± 0.02	0.214 ± 0.009	0.224 ± 0.007	0.0025 ± 0.0004
I.	γ - γ -Koinz., Kristallflächen unabgedeckt, Kristallabstand 0				
II.	wie I., dazu zylindrisches AK-Rohr zwischen Cu- und Pb-Abschirmung				
III.	wie II., dazu Pb-ring + 20 gr. Al_2O_3 , Krist.-Abstand 3,5 cm				
IV.	γ - γ -Koinz., Kristallflächen unabgedeckt, Krist.-Abstand 2 cm, dazu Fensterzählröhrchen in Koinz.				
V.	wie IV., dazu zylindrisches AK-Rohr				

verwendete Elektronik in Fig. 3 dargestellt. Vom einen Kristall wird das totale Impulsspektrum auf einem TMC 256-Kanal Impulshöhenanalysator analysiert, sowie simultan jene Impulse, die mit 0.51 MeV im zweiten Kristall koinzidieren. Es ist klar, dass eine solche Messanordnung wegen der kleinen Reichweite der Positronen nur für mengenmässig kleine Proben geeignet ist. Die Maximale Ausbeute für Proben von 5 mg/cm^2 (Total 100 mg) beträgt 1.1 %. Sie reduziert sich auf 0.5 % für Proben von 70 mg/cm^2 (Total 1.4g) und auf 0.25 % für 170 mg/cm^2 (Total 3.4 g).

Insgesamt haben wir den Nulleffekt dieser Zählordnung während 15700 Minuten gemessen. Die integrale Zählrate von 0 bis 3 MeV beträgt 2.5 ± 0.4 Impulse in 1000 Minuten. Im 0.51 MeV-Gebiet haben wir 0.4 ± 0.16 Impulse pro 1000 Minuten gemessen.

Die aus der Korngrössen- und Dichtentrennung gewonnenen Schwermineralien haben wir für die Messung mit stark verdünntem Plexiglasleim zwischen 2 Mylarfolien fixiert. Die Dicke beider Folien und des Fixationsmittels betrug insgesamt 3 mg/cm^2 . Der Durchmesser der so angefertigten Probenscheiben entsprach genau der Grösse des Zählrohrfensters, sodass eine konstante Geometrie gesichert war.

Die Al_2O_3 - Proben aus den Leichtmineralfraktionen wurden in der Anordnung gemessen, wie sie in (2) beschrieben wird, erweitert durch einen zylindrischen Antikoinzidenz-Gaszähler, der die Kristalle mit der 2 cm-dicken Pb-Abschirmung umgibt. Der Nulleffekt in dieser Anordnung wurde mit sogenannter Reinst-Tonerde gemessen. Die Menge Tonerde und die geometrische Form entsprachen den Al_2O_3 Proben aus den Lichtmineralfraktionen.

Zur Bestimmung der Ausbeute haben wir ^{26}Al -proben bekannter Aktivität verwendet. Die Erniedrigung der Ausbeute durch Absorption der Positronen im Probenmaterial wurde für die einzelnen Messungen der Schwermineralfraktionen berechnet. Für die Leichtmineralproben haben wir Reinst-Tonerde mit einer ^{26}Al -Standardaktivität vermischt. Mit Hilfe der Eichproben wurde die Ausbeute während den Messungen periodisch kontrolliert.

Verschiebungen in der Verstärkung haben wir mit Hilfe des im totalen Spektrum erscheinenden Peak des 40-K bei 1.46 MeV überwacht und korrigiert.

5. Resultate

5.1. Schwermineralfraktionen

Die Messresultate der Schwerminerale sind in Tab. 4 zusammengestellt. Als Fehler wird die einfache statistische Streuung angegeben. Die Nulleffektzählrate ist zwar sehr klein, muss aber bei der Auswertung der Messungen trotzdem berücksichtigt werden, da sie noch 10 % - 50 % der Bruttozählrate ausmacht. Alle Grössenklassen enthalten Positronenstrahler. Die Aktivitäten der einzelnen Klassen variieren höchstens um einen Faktor vier, wobei die kleinste Aktivität auf die Klasse $> 45\mu$ entfällt. Während die Summe der Aktivitäten der gewaschenen Einzelfraktionen mit der Aktivität von 4 ungewaschenen Fraktionen gut übereinstimmt, fällt das Resultat der Simultanmessung aller gewaschener Fraktionen heraus. Es ist bei der ungenauen Statistik für die einzelnen Zählintervalle von 500¹ nicht möglich, zu entscheiden, ob diese Differenz nur statistischen Charakter hat oder ob sie auf eine vorübergehende Verschiebung der Empfindlichkeit zurückzuführen ist. Da für eine solche Verschiebung

keine Anhaltspunkte vorliegen, haben wir diese Messung bei der Ueberlagerung unverändert mitberücksichtigt. Die Verschiedenheit der Ausbeuten in den verschiedenen Messungen haben wir dabei mit einer entsprechenden Reduktion der effektiven Messzeit rechnerisch berücksichtigt. Der Einfluss des Waschens mit $\ln$ HCl auf die Aktivität im 0.51 - MeV - gebiet kann nicht quantitativ erfasst werden. Es ist auf Grund der schlechten Statistik nicht zu entscheiden, ob die Differenz zwischen den Aktivitäten der ungewaschenen und der gewaschenen Fraktionen auf ein Lösen von Al aus den Mineralien zurückzuführen ist oder ob sie gerade dem Anteil des weggewaschenen Tl - 208 am 0.51 - MeV- peak entspricht. Die Tatsache, dass die β^+ - Aktivität durch die Behandlung der Proben mit $\ln$ HCl nicht signifikant beeinflusst wird, zeigt, dass diese tatsächlich im Innern der Mineralpartikeln enthalten ist.

Die gesamte Schwermineralfraktion aus 515 gr Trockensediment weist eine Aktivität von 0.520 ± 0.0067 dpm auf, woraus wir eine spezifische Aktivität von 1.0 ± 0.13 dpm pro kg Trockensediment oder 3 dpm/gr. Schwermineralien erhalten. Wegen der geringen Ausbeute für den Nachweis des charakteristischen γ -Quants von 1.83 MeV, kann unsere β^+ - Aktivität nicht als 26-Al identifiziert werden. Erst die chemische Abtrennung des Al wird dies zulassen. Da jedoch unsere Proben, entsprechend ihrer Tiefe unter der Sedimentoberfläche, ein Alter von mindestens $5 \cdot 10^4$ Jahren aufweisen, können alle übrigen β^+ - Strahler wegen ihrer kurzen Halbwertszeit ausgeschlossen werden. Eine allfällige Kontamination müsste in der Leichtmineralfraktion entsprechend hohe Zählraten ergeben.

Die Spektren der einzelnen Grössenklassen sind in Fig. 5 aufgezeichnet, diejenigen der gesamten Schwermineralien in den Figuren 4 und 6.

5.2. Leichtmineralien

Die 19.1 gr Al_2O_3 aus den Leichtmineralien mussten ohne Geiger-Müller-Zähler gemessen werden. Der Nulleffekt für 0.51 ± 0.035 MeV konnte nicht unter 0.018 ± 0.002 cpm reduziert werden. Die kleine spezifische Aktivität konnte daher nicht mit genügender Genauigkeit gemessen werden. Die Einzelmessung der beiden Fraktionen wäre sinnlos. Tab. 5 enthält die Resultate, die wir für die Leichtmineralien erhalten haben. Die Nettozählrate beträgt 0 ± 0.0018 cpm. Bei einer Ausbeute von 2.5 % entspricht dies einer oberen Grenze für die spezifische Aktivität der Leichtmineralien von 0.25 dpm/kg.

6. Grundlagen zur Interpretation unserer Resultate

6.1. Allgemeines über den kosmischen Staub

Extraterrestrisches Material verschiedenster Herkunft wird laufend von der Erde eingefangen. Unter dem Sammelbegriff "kosmischer Staub" wollen wir alle mikroskopischen, extraterrestrischen Partikeln zusammenfassen. Viele Autoren haben versucht, mit verschiedenen Methoden gültige Angaben über Herkunft, Zusammensetzung und irdische Zuwachsrate von kosmischem Staub zu erhalten. Die angewandten Methoden und die damit erhaltenen Resultate bis 1965 sind von R. A. Schmidt (8) zusammengestellt worden. Es fällt auf, dass die Resultate verschiedener Autoren oft in keiner Weise übereinstimmen, was in erster Linie auf den Mangel an Kriterien zurückzuführen ist, auf Grund welcher extraterrestrische Partikeln identifiziert werden können. Einzig die sogenannten "black spherules" sind auf Grund ihrer Form und ihres Magnetismus klar identifizierbar. Ihre nichtirdische Herkunft wird durch ihren hohen Ni - gehalt, und durch ihre magnetischen Eigenschaften gestützt. Der Vergleich von Abschätzungen der irdischen Akkumulationsrate, die auf der relativen

Tabelle 4 : Resultate der Messungen der Schwermineralien

Probe	Schichtdicke (mg / cm ²)	Messzeit min.	Bruttozählrate cpm 10 ³	Nettozählrate cpm 10 ³	Ausbeute %	Aktivität dpm
2 - 10	20	5 500	1.82 ± 0.57	1.42 ± 0.59	0.83	0.17 ±0.071
10 - 20	12	5 500	1.64 ± 0.55	1.24 ± 0.55	0.94	0.13 ±0.076
20 - 30	8.5	5 500	2.00 ± 0.60	1.60 ± 0.60	0.99	0.16 ±0.060
30 - 45	5	5 500	1.09 ± 0.45	0.69 ± 0.45	1.02	0.074±0.048
>45	10	5 500	0.73 ± 0.36	0.33 ± 0.36	0.91	0.036±0.040
				Total:		0.570±0.136
Alle Fraktionen gewaschen	29	8 500	2.94 ± 0.59	2.54 ± 0.59	0.75	0.340±0.079
2 - 10, 20 - 30 30 - 45 und 45 ungewaschen	30	13 050	4.67 ± 0.60	4.27 ± 0.60	0.78	0.545±0.140
			Total Schwermineralien gewaschen			0.440±0.087
			Durchschnitt alle Schwermineralien			0.520±0.067

Tabelle 5 : Resultate der Messung der Leichtmineralien

Bruttozählrate cpm	Nulleffekt cpm	Nettozählrate cpm	Ausbeute %	Obere Grenze der Aktivität dpm
0.0175 ± 0.0013	0.0175 ± 0.0013	0.0 ± 0.0018	2.5	0.072

Tabelle 6: Annahmen über den kosmischen Staub, die wir
unseren Berechnungen und der Diskussion der
Resultate zu Grunde legen.

- Herkunft: Wahrscheinlich aus dem Asteroidengürtel oder eventuell aus nicht kondensierten Resten unseres Sonnensystems.
- Bewegung: auf kreisähnlichen Bahnen um die Sonne unter Einwirkung des Poynting-Robertson-Effekt.
- Chemische Zusammensetzung: wie Chondriten
- Dichte: 3.5 g/cm^3
- Irdische Akkumulationsrate: 10^4 t/d Erde
- Solarer Protonenfluss: Umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstandes von der Sonne.

Häufigkeit sogenannter "black spherules" in der Atmosphäre, in polaren Eiskappen und in Tiefseesedimenten basieren, mit neueren Satellitenmessungen zeigt, dass die "black spherules" bloss ca. 10 % des totalen extraterrestrischen Materials auf der Erde ausmachen. Dies macht die spekulative Annahme verlockend, dass sich der kosmische Staub, wie die auf der Erde beobachteten Meteoritenfälle, aus 90 % chondritischem und 10 % Eisenmeteoriten-Material zusammensetze. Diese Annahme wird durch die neuesten Ni - messungen in antarktischem Eis von Brocas und Picciotto (12) gestützt: Unter Annahme von chondritischer Zusammensetzung des kosmischen Staubes (0.51 Atomprozent Ni - Gehalt) berechnen sie mit den gemessenen Ni - konzentrationen eine jährliche Akkumulation auf der Erdoberfläche von 3 bis 10×10^6 t, während die Satellitenmessungen übereinstimmend 3.7 bis 5×10^6 t pro Jahr und Erde ergeben.

Um unsere Messresultate zu diskutieren, müssen wir für den kosmischen Staub einige Grundannahmen aus der Vielzahl bestehender Abschätzungen, Messungen und Annahmen auswählen. Diese sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

6.2. Aufbau der spezifischen Aktivität langlebiger Radioisotope im kosmischen Staub.

J. T. Wasson (13) hat 1963 bereits die spezifischen Aktivitäten von Radioisotopen im kosmischen Staub abgeschätzt. Er hebt besonders hervor, dass bei der Kleinheit der Teilchen, Kernreaktionen mit niederenergetischen, solaren Protonen wesentlich mehr zur ^{26}Al -produktion beitragen können, als Spallation. Die solaren Protonen können in Staubpartikeln bis zu ca. 100μ Durchmesser im gesamten Volumen Kernreaktionen auslösen, während sie in Meteoriten in

einer gegenüber dem Gesamtvolumen vernachlässigbaren Oberflächenschicht absorbiert werden. Die hauptsächlichsten Parameter, die die spezifische Aktivität bestimmen, sind also die chemische Zusammensetzung des Staubes, Energiespektrum und örtlicher Fluss der solaren Protonen sowie Herkunft und Strahlungsalter der Staubpartikeln.

Wassons Berechnungen basieren auf festen Annahmen dieser Parameter. Wir wollen versuchen, eine möglichst geschlossene Lösung des Problems unter simultaner Berücksichtigung der Parameter zu erhalten, um dann an Hand dieser Lösung den Einfluss von Variationen der einzelnen Parameter abzuschätzen. Immerhin müssen wir der Berechnung Annahmen über die Herkunft und die Bewegung der Staubpartikeln zu Grunde legen. Drei Hypothesen über den Ursprung mikroskopischer Teilchen haben sich als möglich erwiesen und können nicht auf ihre Gültigkeit geprüft werden, solange nicht sichere Resultate über chemische und physikalische Eigenschaften der Teilchen vorliegen:

1. Die Staubteilchen sind nichtkondensierte Reste aus der Zeit der Entstehung unseres Sonnensystems. Teilchen, für welche die Gravitationskraft grösser ist als der Strahlungsdruck würden dann unter dem Einfluss des Poynting-Robertson-Effekts (14, 15) zur Sonne spiralen. Damit sie heute von der Erde eingefangen werden können, müsste ihr Abstand von der Sonne zur Zeit der Entstehung rund 1000 a. E. betragen haben.
2. Der Staub entsteht durch mechanische Zerkleinerung von Asteroiden bei Zusammenstößen untereinander. Die Teilchen müssten dann im Asteroidengürtel, in einem Sonnenabstand von rund 3 a. E. entstehen und von dort auf geschlossenen Bahnen wie in 1. in die Sonne spiralen.

3. Die Partikeln sind ursprünglich in Kometen eingefroren. Durch Erwärmung des Kometenkörpers in Sonnennähe werden die einzelnen Partikeln freigesetzt. Die Dichte der Teilchen wäre klein und ihre Bahnen stark exzentrisch. Da wir grundsätzlich chondritische Zusammensetzung des Staubs und Dichten > 2.9 angenommen haben, lassen wir diese Hypothese für die weiteren Betrachtungen fallen.

Ohne uns schon jetzt auf eine der zwei erstgenannten Produktionsmöglichkeiten des kosmischen Staubs festzulegen, ordnen wir den Teilchen kreisähnliche Bahnen um die Sonne zu. Der ursprüngliche Bahnradius der Partikeln, die Massenabhängigkeit des Einflusses des Poynting-Robertson-Effekts und die Ortsabhängigkeit des solaren Protonenflusses sollen in unserer Berechnung berücksichtigt werden.

Auf Grund des erwähnten Poynting-Robertson-Effekts nimmt durch Absorbtion und Re-Emission von Lichtquanten der ursprüngliche Bahndrehimpuls ab, woraus ein Schrumpfen der grossen Halbachse und eine Spiralbewegung gegen die Sonne resultiert. Für Kreisbahnen gilt folgende zeitliche Abhängigkeit des Bahnradius a

$$\frac{da}{dt} = - \frac{2\alpha}{a} \quad (1)$$

worin $\alpha = C\beta$ ist. β ist das Verhältnis der Wirkung des Strahlungsdrucks zur Gravitationskraft. Für 100 % Absorbtion der Strahlung wird der Zahlenwert von $\alpha = 2.56 \cdot 10^{11} \left(\frac{1}{gr}\right) \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$

Auf ihrer Bahn sind die Teilchen einem solaren Protonenfluss ausgesetzt, dessen örtliche Abhängigkeit wir mit

$$F(a) = F(a_0) \frac{a_0^2}{a^2} \quad \text{annehmen.} \quad (2)$$

a_0 sei dabei der Radius der Erdbahn und $F(a_0)$ der solare Protonenfluss in Erdnähe. Somit wird die Produktionsrate pro Gramm

$T \lambda_T(a)$ auch ortsabhängig. T sei die Anzahl Targetkerne pro Gramm, $\lambda_T(a)$ das Produkt aus Wirkungsquerschnitt σ und Fluss $F(a)$. Durch Integration von Gleichung 1, kann das zeitliche Verhalten von λ_T als

$$\lambda_T(t) = \frac{\sigma F(a_0) a^2}{A^2 - 4\alpha t} \quad (3)$$

gefunden werden, wenn sich das Teilchen zur Zeit $t = 0$ im Abstand A , zur Zeit t im Abstand a befindet. Für die zeitliche Änderung der Anzahl radioaktiver Kerne pro Gramm B ergibt sich also

$$\frac{dB}{dt} = T \lambda_T(t) - B \lambda_B \quad (4)$$

worin λ_B die Zerfallskonstante des Isotops B ist. Einsetzen von (3) in (4) ergibt die Differentialgleichung

$$\frac{dB}{dt} + B \lambda_B = T \sigma F(a_0) \frac{a_0^2}{A^2 - 4\alpha t} \quad (5)$$

deren Lösung

$$B = e^{-\lambda_B t} T \sigma F(a_0) a_0^2 \int_0^t \frac{e^{\lambda_B t}}{A^2 - 4\alpha t} dt \quad \text{ist} \quad (6)$$

Zur Lösung des Integrals in (6) setzen wir die Substitution $x = \lambda_B \left(\frac{A^2}{4\alpha} - t \right)$

$$\text{an: } J = \int_0^t \frac{e^{\lambda_B t}}{A^2 - 4\alpha t} dt \quad \longrightarrow \quad J = \frac{e^{\frac{\lambda_B A^2}{4\alpha}}}{4\alpha} \int_{\lambda_B \left(\frac{A^2}{4\alpha} - t \right)}^{\frac{\lambda_B A^2}{4\alpha}} \frac{e^{-x}}{x} dx$$

Somit erhalten wir:

$$B = e^{\lambda_B \left(\frac{A^2}{4\alpha} - t \right)} \frac{T \sigma F(a_0) a_0^2}{4\alpha} \int_{\lambda_B \left(\frac{A^2}{4\alpha} - t \right)}^{\frac{\lambda_B A^2}{4\alpha}} \frac{e^{-x}}{x} dx$$

Darin können wir für t aus dem Integral der Gleichung (1) einsetzen und erhalten dann die spezifische Aktivität als:

$$\lambda_B B = e^{\frac{\lambda_B a_0^2}{4\alpha}} \frac{\lambda_B a_0^2}{4\alpha} T \sigma F(a_0) \int_{\frac{\lambda_B a^2}{4\alpha}}^{\frac{\lambda_B A^2}{4\alpha}} \frac{e^{-x}}{x} dx$$

Setzen wir noch $\frac{\lambda_B}{4\alpha} = y$ und bedenken, dass die von der Erde eingefangenen Teilchen gerade einen Bahnradius a_0 haben, so folgt

$$\begin{aligned} (\lambda_B B)_{a_0} &= T \sigma F(a_0) a_0^2 y e^{a_0^2 y} (-Ei(-a_0^2 y) + Ei(-A^2 y)) \\ &= T \sigma F(a_0) Y(\lambda_B, A, r, g) \end{aligned} \quad (7)$$

$Y = 1$ bedeutet säkulares Gleichgewicht. Sein Wert gibt direkt das Verhältnis der produzierten Aktivität zur Aktivität im säkularen Gleichgewicht.

Für langlebige Isotope in kleinen Partikeln wird y sehr klein. Da die Integralexponentielle für kleine Argumente sehr steil nach $+\infty$ läuft, ist unsere obige Formel für Argumente ≤ 0.01 praktisch unbrauchbar. Für diesen Spezialfall stellen wir die Integralexponentiellen in (6) als $Ei(-x) = C + \ln x + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{x^n}{n n!}$

dar und erhalten für ihre Differenz

$$\ln \frac{A^2}{a_0^2} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{(A^2 y)^n - (a_0^2 y)^n}{n n!}$$

Die Reihe darf in unserem Spezialfall kleiner Argumente nach dem ersten Glied abgebrochen werden. Aus (6) wird dann

$$(\lambda_B B)_{a_0} = T \sigma F(a_0) a_0^2 y \left(\ln \frac{A^2}{a_0^2} - A^2 y + a_0^2 y \right) \quad (7a)$$

Eine gute Näherung dieses A usdrucks erhalten wir auch über die physikalische Tatsache, dass kleine Partikeln rasch gegen die Sonne spiralen, sodass für langlebige Isotope der Zerfall in unserem Ansatz (4) nicht mehr berücksichtigt werden muss. In diesem Fall heisst unsere

Differentialgleichung

$$\frac{dB}{dt} = T \sigma F(a_0) \frac{a_0^2}{A^2 - 4\alpha^2}$$

woraus wir $\lambda_B B = T \sigma F(a_0) a_0^2 \gamma \ln \frac{A^2}{a_0^2}$ erhalten.

Ein Resultat von der gleichen Form wird auch von D. Tilles (16) für den Einfang stabiler Ar-isotope aus dem solaren Wind durch kosmische Staubpartikeln angegeben.

Es ist für kleine Radien ($\leq 0.5\mu$) noch zu bedenken, dass der Teilchendurchmesser von gleicher Grösse ist wie die Wellenlänge der absorbierten Strahlung, und dass somit die klassische Optik nicht mehr gilt.

In Fig. 7 ist $Y(r, A)$ für ^{26}Al und eine Dichte von 3.5 g/cm^3 aufgetragen. Die angegebenen Werte für r beziehen sich auf die postatmosphärische Grösse der Partikeln. Die präatmosphärischen Radien haben wir nach Zahlenwerten für den Abbrand kosmischer Teilchen beim Eintritt in die Erdatmosphäre von Oepik (17) berechnet. Seine Angaben beziehen sich auf Eisenmikrometeore mit 90° Einfallswinkel und einer Eintrittsgeschwindigkeit von 11.5 km/sec . α ist direkt proportional zum Absorptionskoeffizienten und umgekehrt proportional zum Teilchenradius r . Wenn wir also den Einfluss geringer Lichtabsorption der Partikeln (teilweise durchsichtige Teilchen) erfassen wollen, so können wir einfach zu entsprechend grösseren Teilchenradien übergehen. Dementsprechend kann auch die Wirkung eines korpuskularen Drag-effekts, der von gleicher Grössenordnung wie der Poynting-Robertson-Effekt sein kann, berücksichtigt werden. Wir erkennen aus Fig. 7, dass die maximal erreichbare Aktivität von der Teilchengrösse abhängt. Für kleine Partikeln ist sie klein, weil die kurze Lebensdauer im Gebiet hohen Protonenflusses wegen der $\frac{1}{a^2}$ -Abnahme nach aussen nicht

kompensiert werden kann. Ferner sehen wir, dass in grossen Partikeln der Hauptanteil in Sonnennähe produziert wird, da die Lebensdauer der Bahn so gross ist, dass die wenigen, in grossem Abstand produzierten Kerne beim Einfang durch die Erde bereits zerfallen sind. In kleinen Partikeln mit kurzlebigen Bahnen dagegen ist der Anteil der in grossem Abstand produzierten Aktivität wesentlich grösser. Zur Veranschaulichung tragen wir in Fig. 8 den Aufbau der spezifischen Aktivität von ^{26}Al in Prozenten der für diese Teilchen geltenden Sättigungsaktivität für Herkunft aus dem Unendlichen gegen den anfänglichen Bahnradius A auf.

6. 3. Massenabhängigkeit des Teilchenflusses und irdische Akkumulation.

Wie wir in 6. 2. erkannt haben, hängt die spezifische Aktivität der Teilchen stark von ihrer Grösse ab. Um eine mittlere Aktivität abschätzen zu können, müssen wir daher die Grössenverteilung der Partikeln berücksichtigen. Mc Cracken et. al (18) geben auf Grund von Messergebnissen mit Explorer VIII folgende Beziehung für die Massenabhängigkeit des Teilchenflusses in Teilchen / m^2sec

$$\log I \text{ (m)} = - 17.30 - 1.70 \log m$$

$$\text{für } \sim 10^{-10} \text{ g} \leq m \leq \sim 10^{-7} \text{ g}$$

Die Resultate anderer Satellitenmessungen und zahlreicher Raketen-sonden sind von Alexander et al. (19) zusammengestellt worden und zeigen gute Uebereinstimmung untereinander und mit obigem Gesetz für den Fluss.

Unter Berücksichtigung des Abbrandes in der Erdatmosphäre nach Oepik (17) erhalten wir eine Akkumulation von kosmischen Staubpartikeln $> 2\mu$ von $8.5 \cdot 10^6 \text{ t/y}$ Erde. Demnach wären bei gleichmässiger Verteilung auf die Erdoberfläche und einer Sedimentationsrate von 4 mm/1000y

8.5 g kosmischen Staubes pro kg Trockensediment zu erwarten. Die Masse von 2μ - Teilchen beträgt nur $2 \cdot 10^{-11}$ g. Sie liegen somit ausserhalb des Gültigkeitsbereichs unserer Formel. Wenn wir bei Teilchen von 10^{-10} g, d.h. 4μ Durchmesser abschneiden, ergibt sich eine Akkumulation von $2.2 \cdot 10^6$ t/y Erde und entsprechend 2.2g Staub/kg Trockensediment. Die prozentualen Massenanteile unserer Grössenklassen betragen:

theoretisch:				in der gewaschenen Schwermineralfraktion:
4 - 10μ	88.0 %	2 - 10μ	98.0 %	37 %
10 - 20	10.5	10 - 20	1.7	31
20 - 30	1.1	20 - 30	0.2	15
30 - 45	0.3	30 - 45	0.07	8
45	0.1	45	0.03	9
Die totalen Mengen in 500gr. Sediment	1.1g		4.3g	0.325

Die Massenverteilung auf die Grössenklassen unserer Schwermineralfraktion sowie die totale Menge entsprechen in keiner Weise den Erwartungswerten.

6.4. Wirkungsquerschnitte für Protonenreaktionen und solarer Protonenfluss.

Die Wirkungsquerschnitte für Protonenreaktionen und ihre Abhängigkeit von der Protonenenergie sind qualitativ gut bekannt. Der Schwellenwert und die Energie für maximalen Wirkungsquerschnitt lassen sich aus dem Q-Wert des Uebergangs und der Coulombbarriere des Targetkerns berechnen. Dagegen können Höhe und Breite des Maximums nicht genau berechnet werden. Oberhalb ca. 150 MeV beträgt der Wirkungsquerschnitt für alle Targetkerne einige mb. Für einige Protonenreaktionen ist der Wirkungsquerschnitt bei verschiedenen Energien ge-

messen. Für die Uebrigen kann er aus diesen Messungen bis auf einen Faktor 2 oder 3 abgeschätzt werden.

Für die Produktion von ^{26}Al im kosmischen Staub stehen drei Reaktionen mit niederenergetischen Protonen im Vordergrund:

$^{26}\text{Mg} (p, n) ^{26}\text{Al}$, $^{27}\text{Al} (p, pn) ^{26}\text{Al}$ und, wegen der relativen Häufigkeit von ^{28}Si in chondritischem Material, $^{28}\text{Si} (p, 2pn) ^{26}\text{Al}$. Für unsere Betrachtung übernehmen wir die entsprechenden Wirkungsquerschnitte aus (13) mit 210 mb für die (p, n) -, 140 mb für die (p, pn) - und 14 mb für die $(p, 2pn)$ - Reaktion.

Der totale Fluss solarer Protonen in Erdnähe variiert um Grössenordnungen je nach der Sonnenaktivität. Zahlreiche Messungen existieren über integralen und differentiellen Protonenfluss in der Zeitspanne verschiedener "flares". Für den Mittelwert des Flusses während der letzten 10^5 Jahre hat Wasson seine ursprüngliche Annahme (13) von $1000 \text{ p/cm}^2 \text{ sec}$ auf Grund der Messresultate (2) auf $250 \text{ p/cm}^2 \text{ sec}$ reduziert, während Lal (5) seine Annahme von 20 auf $100 \text{ p/cm}^2 \text{ sec}$ erhöht. Wir wollen in der Diskussion darauf zurückkommen, was aus den vorliegenden Resultaten und Berechnungen über den mittleren Protonenfluss ausgesagt werden kann. Bryant et al. (20) haben aus Messungen mit Explorer XII und XIV das Quellspektrum für 3 "flares" bestimmt. Sie finden

$$N(E) dE = K \cdot E^{-\mu} dE \quad \text{mit}$$

μ -Werten zwischen 1.7 und 3.5. Diese steile Abnahme nach höheren Energien erlaubt uns für die Abschätzung von Produktionsraten mit dem integralen Fluss oberhalb der Schwellenenergie zu rechnen.

7. Diskussion

1. Unsere Resultate bestätigen die Vermutung, dass der Hauptanteil der Positronenaktivität in den Schwermineralien enthalten ist. Die spezifische Aktivität der Schwermineralien ist mindestens 10^4 mal grösser als die der Leichtmineralien. Für die Messung der 26-Al-Aktivität in der Fraktion kleinerer Dichte muss eine grössere Menge aufgearbeitet werden und die Ausbeute der chemischen Extraktion muss vergrössert werden. Die obere Grenze von 0.23 dpm/kg wäre immer noch um eine Grössenordnung höher als die erwartete Aktivität aus der atmosphärischen Produktion, dagegen wäre sie gut mit dem Abbrand kosmischer Teilchen beim Eintritt in die Atmosphäre zu erklären. Brocas und Picciotto (12) finden ein Verhältnis von gelöstem Ni zu ungelöstem von 1 : 3, während Oepik den Abbrand auf $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{2}$ schätzt.

2. Die Schwermineralfraktionen enthalten, auf Grund ihrer hohen spezifischen 26-Al-Aktivität, sicher extraterrestrisches Material. Da die meisten chondritischen Mineralien Dichten haben, die weit oberhalb 2.9 g/cm^3 liegen, werden sie in unserer Dichtentrennung mit sehr hoher Ausbeute erfasst. Jedoch sind sie mit grosser Wahrscheinlichkeit mit einer unbekannten Menge irdischer Mineralien vermischt. Immerhin darf die Gesamtmenge unserer Schwermineralfraktionen als obere Grenze für die Menge kosmischen Staubes in Tiefseesedimenten gelten. Unsere ursprüngliche Menge von 600 mg in 500 gr Trockensediment entspricht bei der gemessenen Sedimentationsrate von 4mm/1000y einer oberen Grenze für die Akkumulation von kosmischem Staub von $0.3 \cdot 10^4 \text{ t/d Erde}$.

3. Die Massenverteilung auf unsere Grössenklassen entspricht nicht der aus Satellitenmessungen erwarteten. Wenn wir die Massenver-

teilung der Satellitenversuche mit unserer Aktivierungsfunktion $Y(r, A = 3a.E)$ falten, so müssten 90 resp. 75% der Aktivität in der kleinsten Grössenklasse enthalten sein, je nachdem wir bei $r = 1 \mu$, resp. $r = 2 \mu$ abschneiden. Dies steht im Widerspruch zu den gemessenen Aktivitäten der einzelnen Grössenklassen, die maximal um einen Faktor 4 variieren. Wenn wir dagegen annehmen, dass die nach dem Waschen vorhandenen Massenanteile der Klassen repräsentativ seien für die darin enthaltene Menge von kosmischem Material und diese mit unserer Aktivierungsfunktion falten, so erhalten wir eine fast gleichmässige Verteilung der Aktivität auf die verschiedenen Klassen. Diese Berechnungen sind in Tab. 7 zusammen gestellt und mit den Messresultaten verglichen. Die Diskrepanz zwischen erwarteter und tatsächlicher Massenverteilung könnte damit erklärt werden, dass kleine Partikeln, z. B. auf Grund hoher spezifischer Ladung, bevorzugt in den Polargebieten akkumuliert werden. Andererseits ist es möglich, dass die kleinsten Partikeln mit ihrem aerosolähnlichen Verhalten in der Troposphäre als Kondensationskerne dienen und ihre Akkumulation praktisch nur in Niederschlägen erfolgt, wodurch ebenfalls grosse örtliche Variationen entstehen können.

4. Unsere Aktivierungsfunktion kann, mit der beobachteten Massenverteilung gewichtet, gemittelt werden. Für Teilchen, die von 3 a. E. hereinspiralen und nur unter dem Einfluss des Poynting-Robertson-Effekts stehen, erhalten wir eine mittlere Aktivierung von 4.3 % des säkularen Gleichgewichtes. Mit der theoretischen Massenverteilung, in der die kleinen Teilchen mit schwacher Aktivierung einen grösseren Anteil am Ganzen ausmachen, wird die mittlere Aktivierung noch kleiner. Für einen anfänglichen Bahnradius der Teilchen von 5 a. E. steigt die mittlere Aktivierung auf 5.2 %, für Hereinlaufen aus beliebig grossem Abstand ($A \geq 25$ a. E.) auf 6.3 %. Falls wir den Teilchen Halbdurchsichtigkeit zuordnen, werden die Aktivierungswerte fast ver-

Tabelle 7: Theoretische und gemessene Aktivität der einzelnen Grössenklassen

Klasse	Beobachtete Menge (mg)	Relative Aktivierung *) (% Säk. Gleichgew.)	Masszahl für die Aktivität	Gemessene Aktivität (dpm)
2 - 10 μ	120	1.5	1.8	0.17 $\pm$ 0.07
10 - 20 μ	100	3.4	3.4	0.13 $\pm$ 0.08
20 - 30 μ	50	5.8	2.8	0.16 $\pm$ 0.06
30 - 45 μ	25	8.9	2.2	0.07 $\pm$ 0.05
45 μ	30	12.5	3.6	0.04 $\pm$ 0.04

*) Nur Poynting-Robertson-Drag für Teilchen, die von 3 A.U. auf 1 A.U. hereinspiralen.

doppelt, unter Berücksichtigung eines zusätzlichen korpuskularen Drag - effekts von der Grösse des Poynting-Robertson-Effekts werden sie ungefähr halbiert. Es ist bemerkenswert, dass die maximale Aktivierung, unter Einfluss des Poynting-Robertson-Effekts allein, bloss 6 % des säkularen Gleichgewichts beträgt, während Wasson (13) und Lal (5) Aktivierung von 10 % und 20 % beim Hereinspiralen aus dem Asteroidengürtel annehmen. Der Unterschied ist auf eine Unterschätzung der Abstandsabhängigkeit von Protonenfluss und Aufenthaltsdauer der Teilchen zurückzuführen. Die Aufarbeitung grösserer Sedimentmengen wird eine genauere Messung der Aktivitäten der einzelnen Grössenklassen erlauben. Es wird möglich sein, aus den Aktivitäten verschiedener, langlebiger Radioisotope (z. B. 26-Al, 53-Mn und ev. 59-Ni) und ihrer theoretischen Aktivierung, Aussagen über die Gültigkeit unseres Modells zu machen. Ebenso sollte bei besserer Kenntnis der Produktionsquerschnitte eine Aussage über die Herkunft der kosmischen Staubteilchen gemacht werden können. Immerhin kann auf Grund der gemessenen Aktivitäten die Herkunft des Staubes vom Mond bereits mit grösster Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden.

5. Unsere gewaschenen Schwermineralien weisen eine spezifische 26-Al-Aktivität von 3 dpm/g auf. Dieser Wert ist, wegen dem möglichen Gehalt an terrestrischen Mineralien, eine untere Grenze für die spezifische Aktivität des kosmischen Staubs. Wenn wir annehmen, dass die Partikeln aus dem Asteroidengürtel stammen, und nur dem Poynting-Robertson-Effekt unterworfen sind, so entsprechen die 3 dpm nur 4.3 % des säkularen Gleichgewichts. Für dieses ergäbe sich also eine spezifische Aktivität von 70 dpm/g. Daraus lässt sich mit Hilfe der Wirkungsquerschnitte für die 26-Al-Produktion unter Annahme von chondritischer Zusammensetzung des Staubs ein mittlerer Fluss von solaren Protonen > 5 MeV in Erdnähe während der letzten 10^5 Jahre

von rund $6.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ berechnen.

Für ^{53}Mn , das für die erwähnte Bestimmung der Herkunft der Staubpartikel dank seiner langen Halbwertszeit ebenfalls geeignet wäre, beträgt der totale Produktionsquerschnitt T ca. 40% desjenigen von ^{26}Al . Die Aktivierung beträgt für ^{53}Mn wegen der 3 mal kleineren Zerfallskonstante rund einen Drittel der ^{26}Al -Aktivierung. Demnach ist für ^{53}Mn eine spezifische Aktivität von ca. 0.4 dpm/g zu erwarten.

6. Die vorliegende Arbeit zeigt, dass die Dichtentrennung von Tiefseesedimenten eine geeignete Methode zur Anreicherung extraterrestrischen Materials ist. Die gleichzeitige Anwendung verschiedener Untersuchungsmethoden der Physik und Chemie wird zur Erforschung zahlreicher, heute noch ungelöster Probleme, die mit dem kosmischen Staub in Zusammenhang stehen, beitragen können.

Literaturverzeichnis

- (1) B. S. Amin, D.P. Kharkar und D. Lal
Deep-Sea Res., 13, 1, (1966)
- (2) J. T. Wasson, B. Alder, H. Oeschger
Science 155, 446, (1967)
- (3) E. L. Fireman, C. C. Langway Jr.
Geochim. et Cosmochim. Acta 29, 21 (1965)
- (4) E. D. Goldberg, M. Koide
Science 128, 1003, (1958)
- (5) D. Lal, V. S. Venkatavaradan
Science 151, 1381, (1966)
- (6) D. Lal
J. Oceanogr. Soc. Japan, 20th Anniv. Vol., 600, (1962)
- (7) A. Atterberg, Internationale Mitteilungen der Bodenkunde 1, 10, (1911)
- (8) R. A. Schmidt
NASA TN D-2719
- (9) B. Mason "Meteorites"
John Wiley + Sons N. Y. and London
- (10) E. D. Goldberg, G. O. S. Arrhenius
Geochim. et Cosmochim. Acta, 13, 153 (1958)
- (11) G. O. S. Arrhenius
"The sea III" Interscience Publishers N. Y., London (1963)
- (12) Brocas E., E. Picciotto
Submitted to J. of Geophys. Res. April 1967
- (13) J. T. Wasson
Icarus 2, 54 (1963)
- (14) J. H. Poynting,
Phil. Trans. R. Soc. London 202, 525, (1903)
- (15) H. P. Robertson,
M. N. 97, 423 (1937)
- (16) D. Tilles
Science 148, 1085 (1965)
- (17) E. J. Oepik
Irish Astron. J. 4, 84 (1956)

- (18) C. W. Mc Cracken, W. M. Alexander, M. Dubin
Nature 192, 441 (1961)
- (19) W. M. Alexander, C. W. Mc Cracken
Space Research III, 891, North Holland Publishing Company,
Amsterdam (1963)
- (20) D. A. Bryant, T. L. Cline, U. D. Desai, F. B. Mc Donald
Astrophys. J. 141, 428 (1965)
- (21) F. B. Mc Donald
Phys. Rev. 116, 462 (1959)

Figuren

Fig. 1: Integrale Verteilung auf unsere Grössenklassen

———— Monsoon 147 G

----- Versuchsprobe

Fig. 2: Zählanordnung für die Messung der Schwermineralien

- 1 und 2 4 x 4"-NaI-kristalle mit 2 cm Pb-Abschirmung
- 3 Geiger-Müller-Fensterzählrohr
- 4 Photomultiplikatoren
- 5 Zylindrisches AK-Gaszählrohr
- 6 Kupferabschirmung 40 cm

Fig 3: Schematische Darstellung der verwendeten Elektronik

- | | |
|------------------------|------------------------------|
| 1 AK-Rohr | 7 Antikoinzidenzstufe |
| 2 Fensterzähler | 8 Zähler |
| 3 Kristalle | 9 Einkanaldiskriminator |
| 4 Vorverstärker | 10 Koinzidenzstufe |
| 5 Photomultiplikatoren | 11 TMC-Impulshöhenanalysator |
| 6 Verstärker | |

Fig. 4: A Spektrum einer Messung der ungewaschenen Schwermineralien während 9 850'

B Spektrum der Ueberlagerung der Messungen der einzelnen Grössenklassen nach dem Waschen mit 1n HCl. Messzeit 5 500'.

Fig. 5: Spektren der Messungen der einzelnen Grössenklassen

Messzeit je 5 500 Minuten.

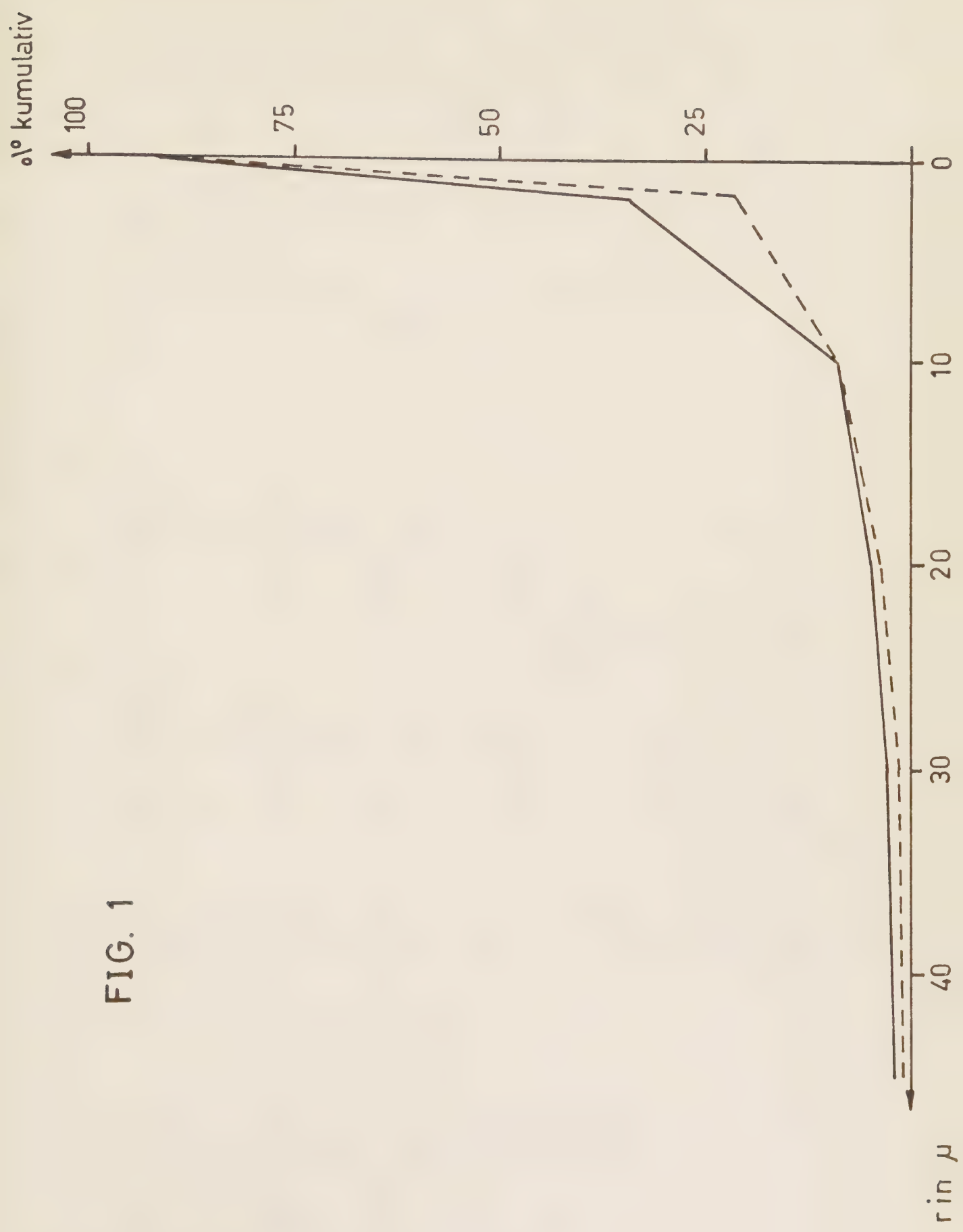
Fig. 6: Die Abstandsabhängigkeit der Aktivierung

Die rechts angegebenen Teilchenradien sind postatmosphärisch und gelten je für die oben angegebene Drag-zahl. 0.5 heisst dabei 50% Absorption der Teilchen, 1.0 heisst einfacher Poynting-Robertson mit 100% Absorption und 2.0 heisst Poynting-Robertson plus Korpuskulartrag von gleicher Grösse.

Fig. 7: Prozentuale Sättigung für verschieden Teilchengrössen in Abhängigkeit vom ursprünglichen Abstand A.

100% sind die für die entsprechende Teilchengrösse für Hereinspiralen aus dem Unendlichen produzierten Kerne.

FIG. 1



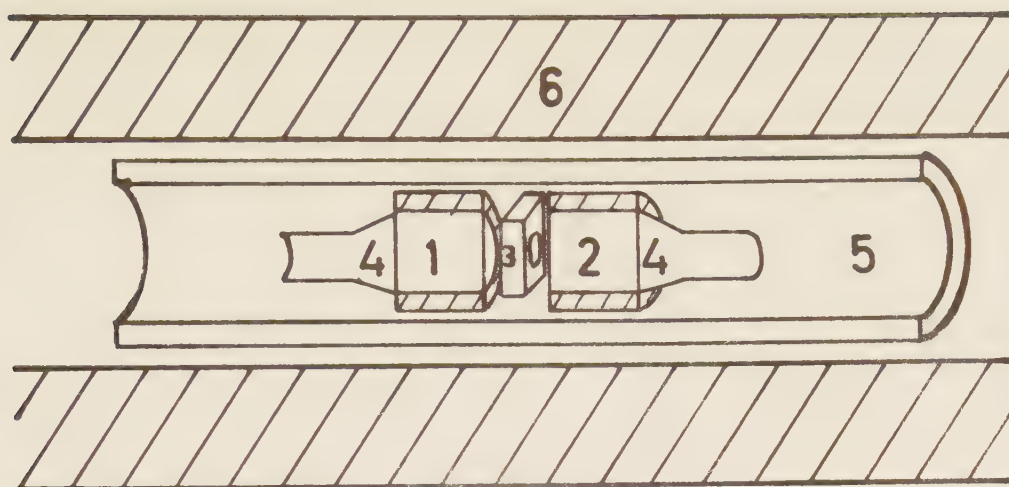


FIG. 2

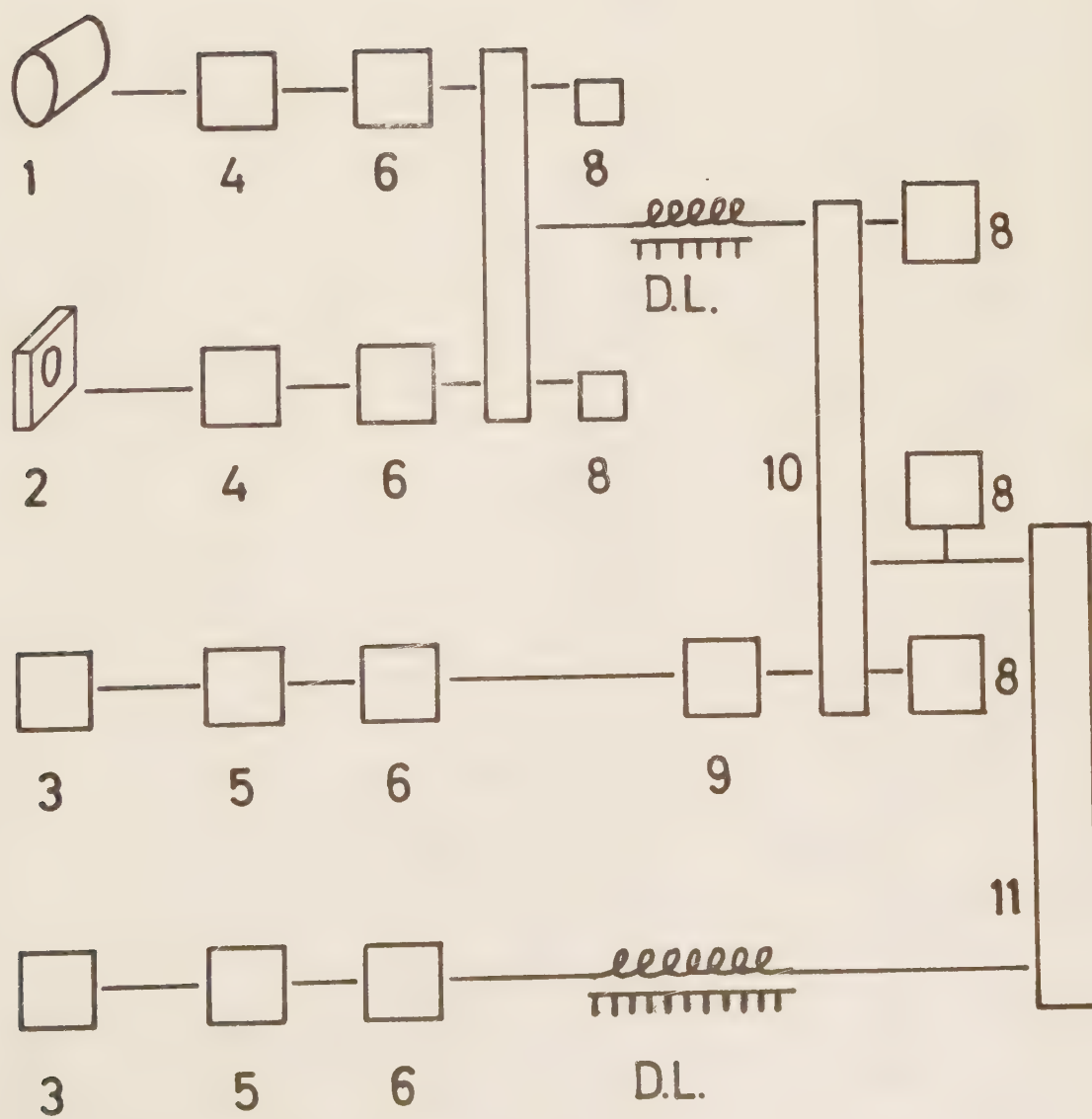


FIG. 3



FIG. 4

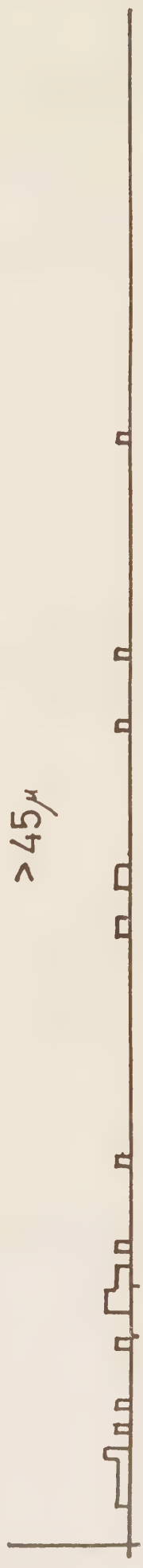
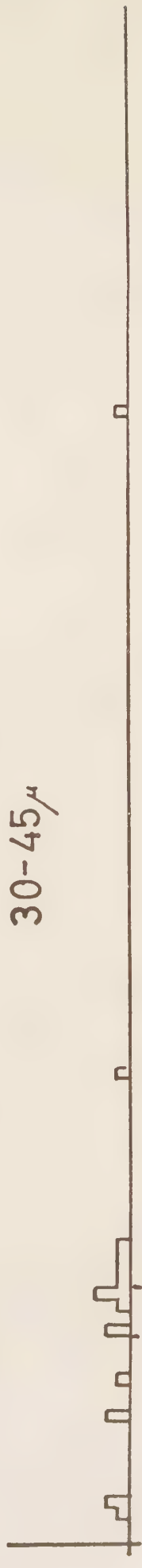
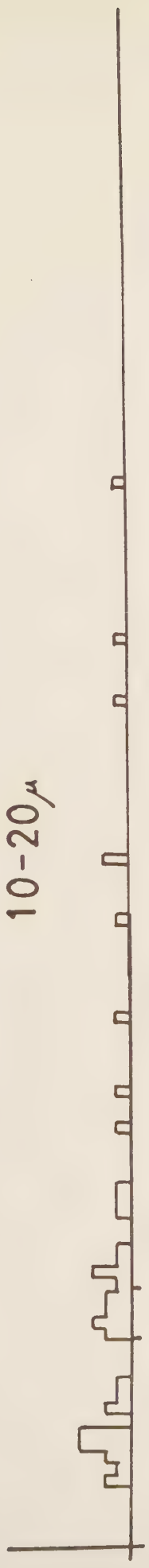


FIG. 6

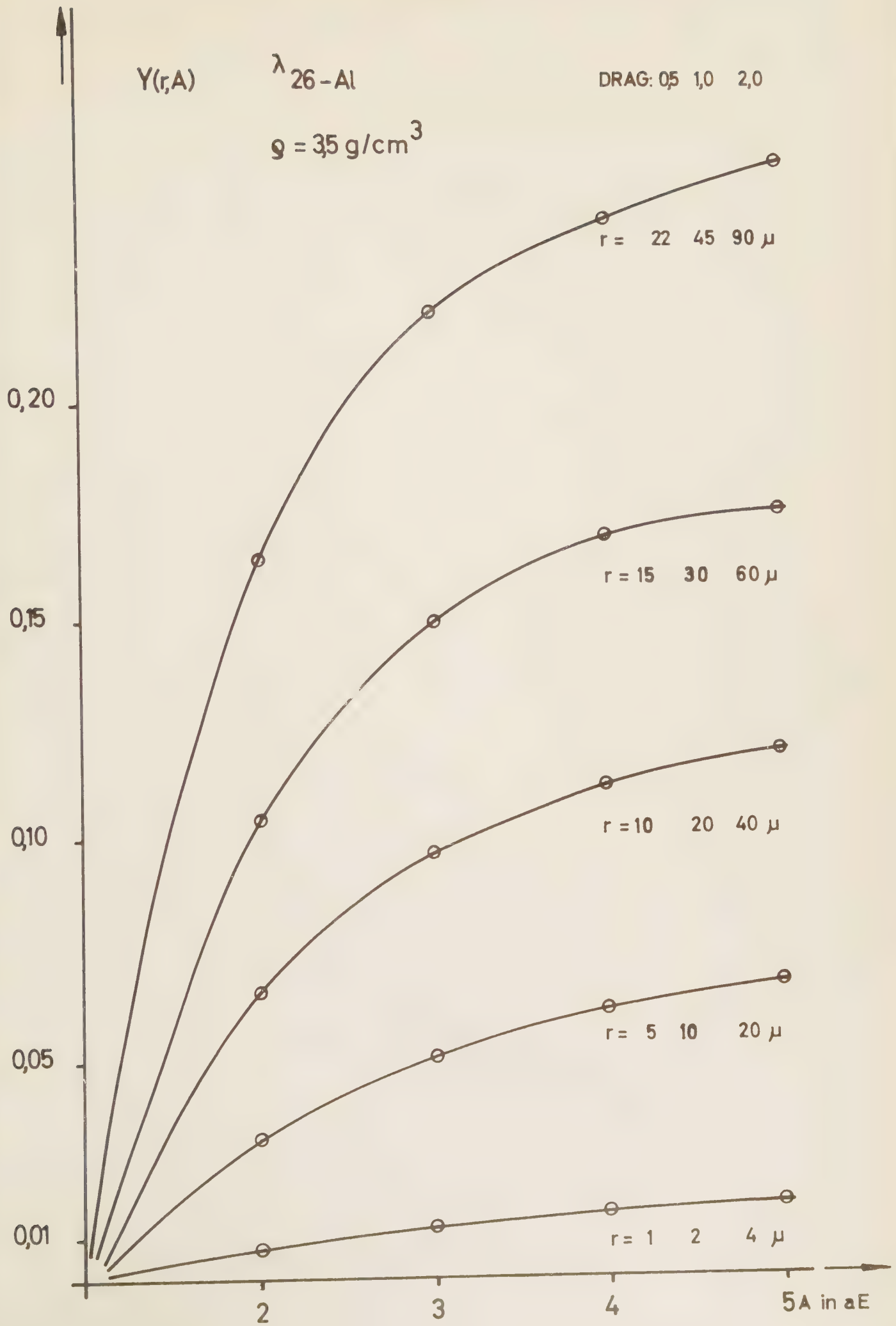




FIG.7

VERDANKUNGEN

Mein besonderer Dank gilt den Herren Prof. Dr. H. Oeschger und Prof. Dr. J. Geiss, welche die vorliegende Arbeit umsichtig geleitet haben. Den Herren Prof. Dr. W. Nabholz, Dr. U. Gasser vom Geologischen Institut der Universität Bern und Dr. N. Grögler verdanke ich ihre fachliche Beratung und aktive Mithilfe auf dem Gebiete der Mineralogie und Sedimentologie. Den Herren Prof. Dr. G. Arrhenius, Prof. E. Goldberg und Dr. R. Bieri von der Scripps Institution of Oceanography, La Jolla danke ich herzlich für die Sedimentprobe, die sie uns in zuvorkommender Weise zur Verfügung gestellt haben. Herrn Dr. Sulzberger vom Forschungslaboratorium der Schweizerischen Aluminium A. G. in Neuhausen verdanke ich die Durchführung der Röntgenfluoreszenzanalyse, sowie die Reinst-Tonerde, die er für die Messung des Nulleffekts zur Verfügung gestellt hat. Frau T. Riesen danke ich für praktische Ratschläge und aktive Mithilfe bei der chemischen Bearbeitung der Leichtmineralien. Herr H. H. Loosli hat die durchgeführten Messungen, zum Teil durch Einschränkungen in seinem eigenen Arbeitsprogramm, sehr gefördert, wofür ich ihm besonderen Dank schulde. Herrn W. Wiest danke ich für seine wertvolle Mitarbeit bei Unterhalt und Reparatur der elektronischen Geräte.

LEBENS LAUF

Am 5. 5. 1937 wurde ich in Bern geboren. Von 1944 bis 1948 besuchte ich die Primarschule Spitalacker in Bern, 1948 bis 1952 das Städt. Progymnasium und 1952 bis 1956 die Literarabteilung des Städt. Gymnasiums. Im Herbst 1956 immatrikulierte ich mich, nach bestandener Maturität vom Typus B, an der philosophisch - naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bern. Im Februar 1964 legte ich die Lizentiatsprüfung im Hauptfach Physik und den Nebenfächern Mathematik und Chemie ab.

